

Н. И. Косарев, И. М. Шкедов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ИСКУССТВЕННОМ БАРИЕВОМ ОБЛАКЕ

Проведено численное моделирование процесса ионизации и свечения плотного сферического бариевого облака под действием солнечной радиации. Исследована динамика интенсивности свечения атомной линии Ba с $\lambda=5535$ и ее радиальное распределение по видимому наблюдателем диску. Результаты расчетов указывают на сильную анизотропию рассеяния света и на качественное согласие временной зависимости интенсивности линии с экспериментальными данными.

Данная статья является продолжением исследований, проводимых авторами [1, 2], и посвящена численному моделированию процессов ионизации, возбуждения и свечения бариевого облака под действием солнечного излучения. Основная цель – получение пространственно-временной картины ионизации и возбуждения атомов и ионов Ba, а также частотно-угловой зависимости рассеиваемой облаком радиации, которая фиксируется наземными средствами при проведении экспериментов [3, 4]. Основное отличие в постановке задачи по сравнению с [1] заключается в том, что рассматривается сферически-симметричное облако с однородным распределением атомов. Необходимость решения такой задачи вызвана тем, что в большинстве проведенных экспериментов по выбросу бария в верхнюю атмосферу в процессе газодинамического разлета, как правило, возникают образования, имеющие геометрию, близкую к сферической. Поэтому моделирование переноса радиации и индуцированных ею процессов ионизации и возбуждения атомов и ионов в бариевом облаке, по нашему мнению, является чрезвычайно актуальным для интерпретации экспериментальных спектроскопических данных и наиболее адекватного описания протекающих в облаке процессов.

Постановка задачи. Математическая формулировка задачи соответствует работе [1] за исключением следующего:

- 1) облако имеет сферическую геометрию (рис. 1);
- 2) выполнены условия квазистационарности $dN_p/dt = 0$ для возбужденных состояний атома и иона Ba (N_p – концентрация возбужденных частиц), кроме метастабильных и основных уровней, которые указывают на то, что их заселенности адиабатически отслеживают изменение заселенностей основного и метастабильных состояний.

Выполнение последнего требования гарантировано малостью времени жизни возбужденного уровня по сравнению с характерным временем ионизации.

Численный метод решения. Условие квазистационарности для заселенностей возбужденных состояний приводит к тому, что необходимо искать пространственное распределение атомов на возбужденном и основном уровнях и использовать его в качестве начального значения при решении задачи о динамике ионизации бария излучением. Так как имеется выделенное направление, связанное с распространением солнечного излучения, то задача в целом имеет цилиндрическую симметрию, несмотря на сферическую форму облака. По этой причине возникает проблема построения пространственной сетки, которая достаточно хорошо описывала бы криволинейную границу (полусферу). Выбранная нами сетка для сечения проходящего через центр облака показана на рис. 1. В каждой прицельной плоскости уравнение переноса излучения для выделенного направления $\mu = \cos(\varphi)$ решалось методом коротких характеристик [5, 6]. В остальном замена интегралов по угловым и частотным переменным соответствующими кубатурными формулами позволяет записать систему дифференциальных уравнений относительно заселенностей в каждой пространственной точке, размерность которой может быть существенно уменьшена благодаря симметрии задачи. Полученная таким образом задача Коши решалась численными методами.

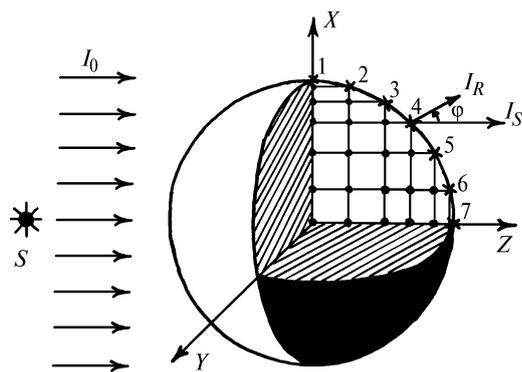


Рис. 1. Геометрия задачи и расчетной сетки (I_0 , I_S и I_R – интенсивности падающей, проходящей и рассеянной радиации соответственно, φ – угол рассеяния, цифрами и крестиками помечены граничные узлы в центральном сечении облака)

Обсуждение результатов. Далее речь пойдет о численных данных только для атомарной составляющей облака, хотя нами рассматривалась одновременно и ионная его компонента. Расчеты проводились для различных значений начальной оптической толщины облака τ_0 на атомарном переходе Ва с $\lambda=5535 \text{ \AA}$, которые брались из интервала от 1 до 100. Кроме того, предложенный алгоритм и модель позволяют учитывать процессы переноса радиации в произвольном наборе спектральных линий атома и (или) иона Ва. Результаты на представленных рисунках соответствуют случаю, когда перенос радиации учитывается только на интенсивном резонансном переходе атома с длиной волны λ , равной 5535 \AA , при начальной оптической плотности облака $\tau_0 = 30$.

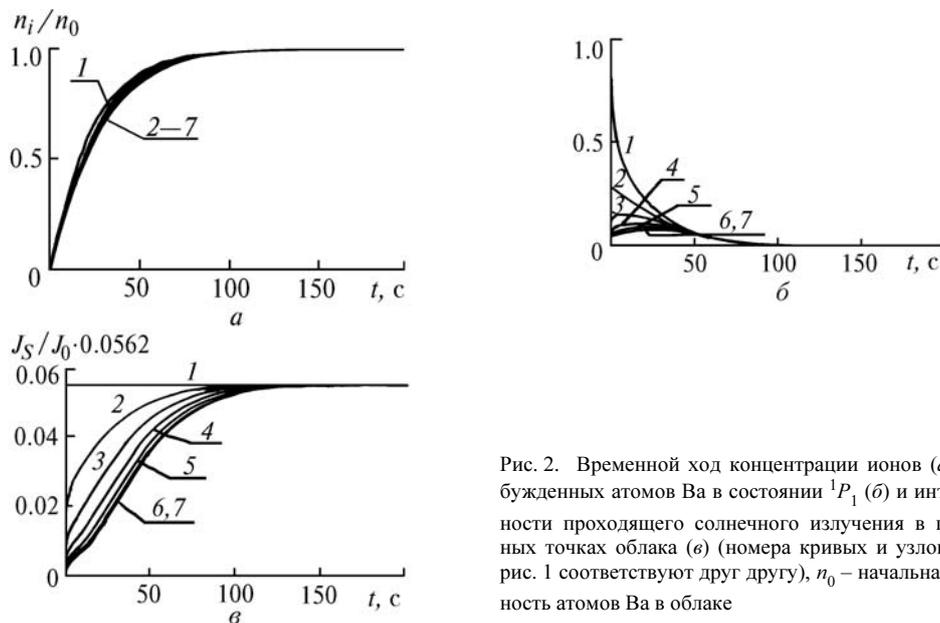


Рис. 2. Временной ход концентрации ионов (а), возбужденных атомов Ва в состоянии 1P_1 (б) и интенсивности проходящего солнечного излучения в граничных точках облака (в) (номера кривых и узлов сетки рис. 1 соответствуют друг другу), n_0 – начальная плотность атомов Ва в облаке

На рис. 2, а изображена динамика изменения плотности ионов для граничных точек с теневой стороны облака, помеченных крестиком на рис. 1 и, по существу, соответствующих различным оптической толщине по отношению к проходящему солнечному излучению. Видно, что возникает замедление ионизации с увеличением оптической толщины слоя. Тем не менее неоднородность в распределении ионов не очень велика в сравнении, например, с возбужденными атомами (рис. 2, б). Отношение заселенностей в различных точках облака на возбужденном уровне может достигать больших значений: 10 и выше (сравните кривые 1 и 7 рис. 2, б). Необходимо также отметить, что временная зависимость заселенности возбужденного состояния не всегда имеет вид монотонной зависимости от времени, как плотность ионов. Она может достигать максимума, который с увеличением оптической толщины слоя

смещается в область поздних времен, а его амплитуда уменьшается (см. кривые 3–7 рис. 2, б). Начиная с некоторого момента времени (в данном случае примерно с 50 с) все кривые практически совпадают. Такое поведение заселенности возбужденного состояния обусловлено тем, что до 50 с облако является оптически плотным, когда процессы поглощения приводят к ослаблению интенсивности излучения в рассматриваемых точках среды и, естественно, к более слабому заселению возбужденного уровня.

Данные рис. 2, в иллюстрируют динамику просветления сферического облака в различных точках выхода излучения [буквой J обозначен интеграл по частоте от интенсивности I с одноименным индексом (см. рис. 1)]. Видно, что для трасс с большими оптическими толщинами просветление наступает позднее.

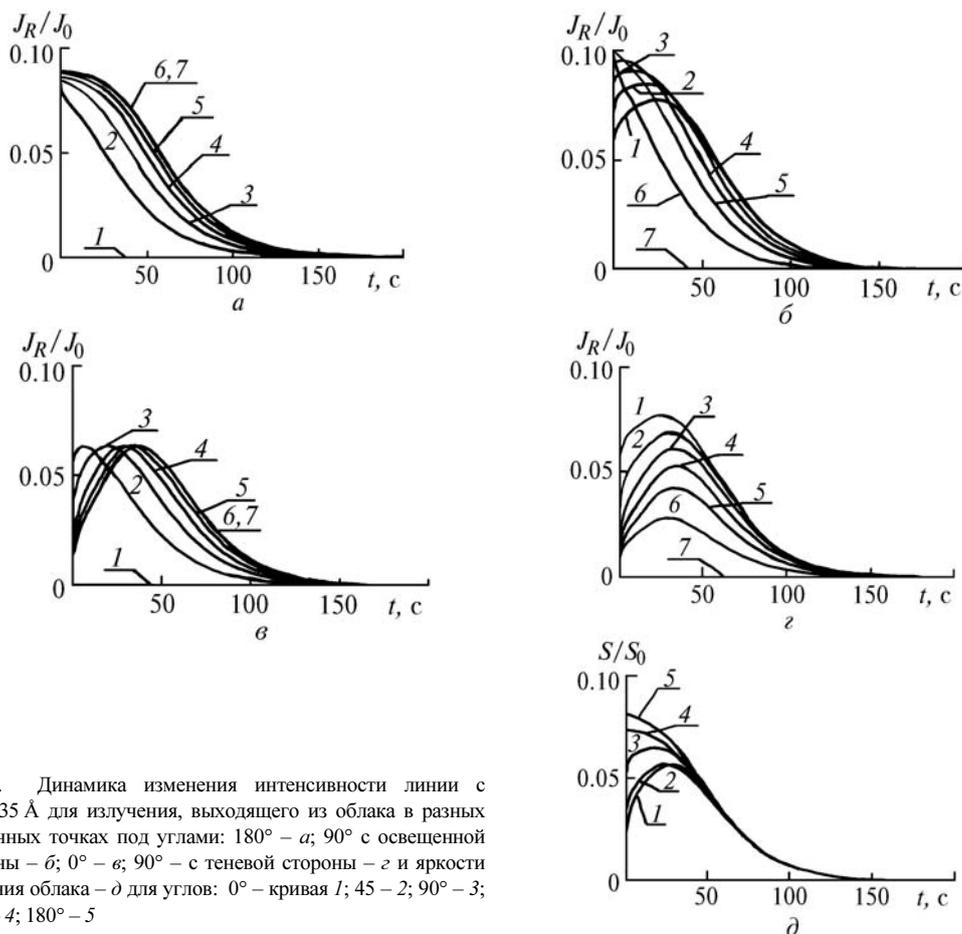


Рис. 3. Динамика изменения интенсивности линии с $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ для излучения, выходящего из облака в разных граничных точках под углами: $180^\circ - a$; 90° с освещенной стороны - б; $0^\circ - в$; 90° с теневой стороны - г и яркости свечения облака - д для углов: 0° - кривая 1; 45° - 2; 90° - 3; 135° - 4; 180° - 5

Наибольшую практическую ценность представляют данные о рассеянной облаком радиации в результате процесса флюоресценции. На рис. 3, а, б, в и г изображена динамика свечения атомарной линии Ва с $\lambda=5535 \text{ \AA}$ в различных граничных точках центрального сечения полусферы под разными углами относительно направления распространения солнечного света. Временная зависимость яркости облака в спектральной линии с $\lambda=5535$ для разных углов наблюдения (угол отсчитывается от направления распространения солнечного света) представлена на рис. 3, д. Приведенные зависимости указывают на то, что динамика изменения интенсивности линии сильно зависит от угла рассеяния. Причем для угла рассеяния, равного 180° , интенсивность монотонно спадает к нулю с развитием ионизации (рис. 3, а). Во всех остальных случаях динамика изменения интенсивности свечения имеет колоколообразный вид. Появляется ярко выраженный максимум, положение которого зависит от координаты точки выхода и направления (угла). Так, например, для радиации, рассеянной освещенной стороной облака под углом 90° , максимумы в интенсивности появляются у кривых 1, 2 и 3 (рис. 3, б). Для остальных, как и прежде, наблюдается ее монотонный спад. Положение мак-

симума смещается в область более поздних значений времени по мере приближения линии распространения излучения к центру облака. Интенсивность свечения линии с теневой стороны облака имеет немонокотонную зависимость от времени. Причем для излучения, рассеиваемого облаком под углом 0° (рис. 3, в), четко видно смещение максимума интенсивности с ростом оптической толщины трассы, значение которой увеличивается при приближении линии визирования (наблюдения) к центру облака.

Кривые на рис. 3, в показывают, что максимальные значения интенсивности в различных точках выхода рассеянного излучения одинаковы и равны 0,064. Положение максимума интенсивности для излучения, рассеянного под углом 90° с теневой стороны облака, не так сильно меняет свое положение на временной шкале в зависимости от точки выхода (рис. 3, з). Однако его амплитуда более чувствительна к координате точки выхода излучения и увеличивается при стремлении линии визирования к центру облака. Все кривые данного рисунка, начиная с какого-то момента времени, примерно находящегося в области 130–150 с, сливаются практически в одну. Облако к данному моменту времени стало оптически тонким для солнечного света. Результаты расчетов указывают на то, что для оптически плотных облаков динамика изменения интенсивности рассеянного излучения в линии очень чувствительна к углу наблюдения и к координате точки выхода радиации. Поэтому при интерпретации экспериментальных спектроскопических данных, полученных от оптически плотных бариевых облаков, необходимо учитывать специфическую для радиационного поля угловую и пространственную зависимость.

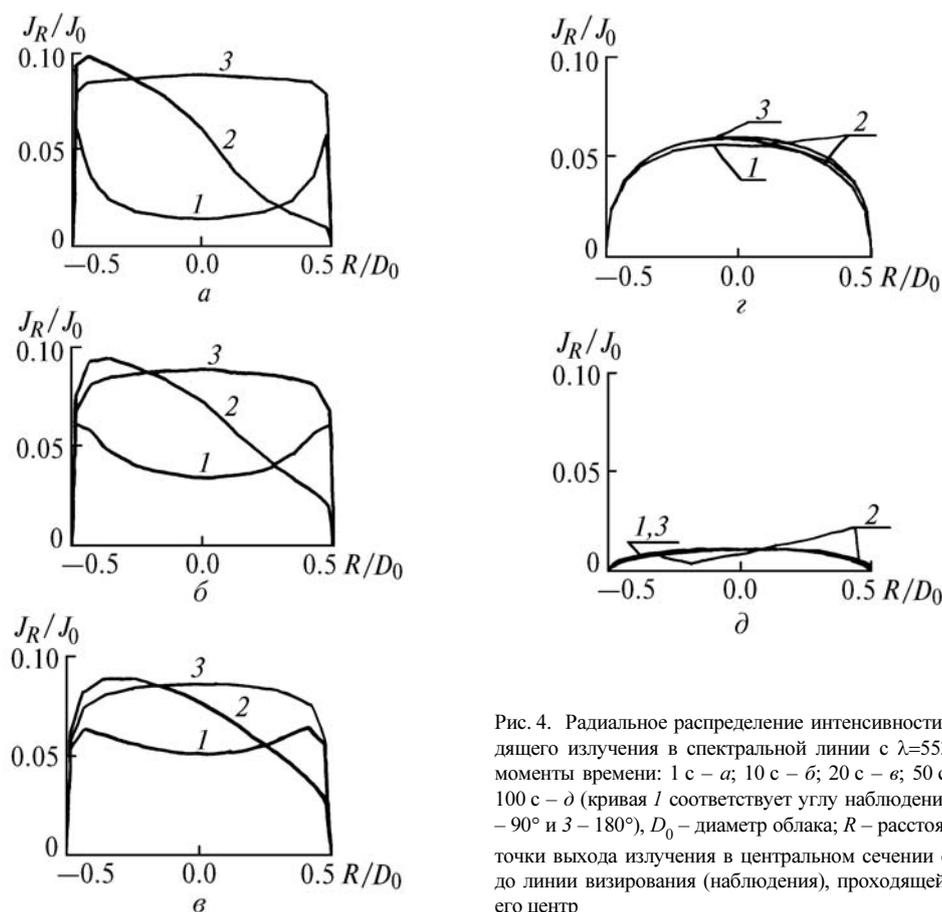


Рис. 4. Радиальное распределение интенсивности выходящего излучения в спектральной линии с $\lambda=5535 \text{ \AA}$ в моменты времени: 1 с – а; 10 с – б; 20 с – в; 50 с – з и 100 с – д (кривая 1 соответствует углу наблюдения 0° ; 2 – 90° и 3 – 180°), D_0 – диаметр облака; R – расстояние от точки выхода излучения в центральном сечении облака до линии визирования (наблюдения), проходящей через его центр

В экспериментах по бариевым выбросам чаще регистрируют яркость облака, динамика изменения которой изображена на рис. 3, д для углов рассеяния $0, 45, 90, 135$ и 180° . При рассеянии на углы 135 и 180° она монотонно убывает, а для всех остальных имеет ярко выраженный максимум, момент наступления которого смещается в область больших времен с уменьшением величины угла рассеяния. Все кривые совпадают примерно с момента времени, равного 60 с, что неплохо согласуется с динамикой изменения возбужденных атомов (см. рис. 2, б), для которых этот момент наступает с 45 с. Таким образом, яркость лучше описывает

динамику изменения возбужденных атомов, чем интенсивность линии. Амплитуда же максимума яркости облака растет с увеличением угла рассеяния.

Неоднородность свечения облака в линии при разных углах рассеяния в различные моменты ионизации иллюстрируется кривыми (рис. 4). Их анализ показывает, что кривая 1, соответствующая углу рассеяния, равному 0° , имеет провал в центре диска, амплитуда которого увеличивается по мере развития ионизации и, в конце концов, в центре появляется максимум свечения (см. рис. 4, *з, д*). При этом характер радиальной зависимости начинает напоминать по форме кривую 3 для угла рассеяния, равного 180° (рис. 4, *з, д*). Она является строго выпуклой с максимальным значением в центре. С течением времени ее максимальное значение уменьшается. Начиная примерно с 50 с, кривые 1 и 3 похожи по форме, а далее практически полностью совпадают (см. рис. 4, *з, д*).

Что же касается радиального распределения интенсивности радиации в линии, рассеиваемой под углом 90° , то она ведет себя несимметрично относительно центра. Максимальное значение интенсивности принимает в некоторой точке, близкой к освещенному краю диска. Положение максимума сдвигается к центру диска, а на конечной стадии ионизации атомарного облака проходит и его. Тем не менее степень неоднородности велика на начальном этапе ионизации, а по мере ее развития распределение интенсивности свечения по форме становится близким к кривым, соответствующим углам рассеяния 0 и 180° (рис. 4, *д*). Из вышесказанного следует, что для сферического облака характерным является радиальная неоднородность его свечения в линии для фиксированного угла рассеяния (наблюдения). При этом форма радиального распределения интенсивности может радикально изменяться в зависимости от угла (рис. 4, *а – в*).

Анизотропию интенсивности рассеянного излучения на разных этапах ионизации облака легко проследить по кривым рис. 5, где приводятся зависимости интенсивности свечения облака в линии от угла рассеяния. Анализ представленных на нем данных показывает, что сильная анизотропия рассеяния радиации облаком наблюдается примерно до 50 с (кривые 1, 2, 3 и 4), а к 100 с рассеяние становится практически изотропным (кривая 5 рис. 5).

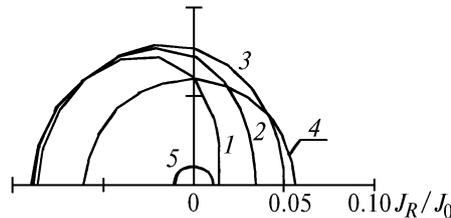


Рис. 5. Зависимость интенсивности свечения облака J в линии от угла рассеяния на разных этапах его ионизации: кривая 1 – 1 с; 2 – 10; 3 – 20; 4 – 50; 5 – 100 с

Численное моделирование позволяет также получить временную динамику изменения частотной зависимости интенсивности свечения облака в линии под разными углами рассеяния. На достаточно большом временном интервале процесса ионизации, вплоть до 20 с для облака с начальной оптической толщиной, равной 30, наблюдается явление самообращения спектральной линии (провал в центре контура). Его наличие указывает на то, что в данный момент оптическая плотность облака велика и в формировании контура линии свечения основную роль играет пленение излучения средой. Провал в линии появляется для излучения, рассеянного под углами менее чем на 90° . Оказалось, чем меньше угол рассеяния, тем больше глубина провала. Интенсивность на всех частотах контура линии падает для излучения, выходящего с освещенной стороны облака. Глубина провала уменьшается в процессе развития ионизации, что свидетельствует об уменьшении оптической плотности облака, а амплитуда интенсивности на всех частотах контура растет, приближаясь к ее значению, которое соответствует углу рассеяния, равному 180° . Затем происходит исчезновение провала и уменьшение интенсивности на всех частотах контура, а при больших временах, начиная с 50 с, профили линий практически совпадают для всех углов рассеяния. На конечной стадии ионизации облако становится прозрачным для излучения, и процессы переноса радиации не оказывают влияния на формирование контура линии.

Особо следует остановиться на сравнении описанных результатов с имеющимися экспериментальными данными. Так, например, необходимо отметить качественное совпадение динамики изменения яркости облака (рис. 4) с экспериментальными данными, содержащимися в

[7, 8]. На экспериментальных кривых, соответствующих интенсивности свечения облака в атомарной линии Ba с $\lambda=5535 \text{ \AA}$, четко выражен максимум, а затем идет спад интенсивности до нуля. Такую же временную форму имеют расчетные данные (кривые 1–3 рис. 3, д).

Для того чтобы провести количественные сравнения, необходимо в рамках предложенной модели процесса ионизации бариевых облаков солнечным светом учесть:

- а) неоднородное пространственное распределение атомов, которое возникает при газодинамическом разлете выбрасываемого вещества, и диффузионную стадию его расплывания;
- б) поле скоростей атомов Ba, приводящее к неравному доплеровскому сдвигу частоты поглощения для разных точек облака.

Учет данных факторов, исключая диффузионное расплывание облака, проведен в [9], где перенос радиации рассматривается в рамках модели, предложенной в [10]. Авторы этой статьи справедливо отмечают, что их модель описывает начальную стадию ионизации бариевого облака. Однако большинство имеющихся экспериментальных данных о светимости атомарной и ионной составляющих бариевого облака соответствуют временам, когда газодинамические процессы разлета уже завершены и происходит наиболее медленное его диффузионное расплывание. В дальнейшем планируется учесть перечисленные выше факторы при моделировании поля излучения, рассеиваемого бариевым облаком под действием солнечной радиации.

В заключение сформулируем основные результаты:

1. Предложена модель процесса распространения солнечного излучения в оптически плотном сферическом бариевом облаке и алгоритм ее решения.
2. Исследована пространственная неоднородность вещества в нем, которая сильнее всего проявляется в распределении возбужденных атомов и (или) ионов.
3. Показано, что максимум интенсивности линии и яркости облака на атомарном переходе с $\lambda=5535 \text{ \AA}$ смещается в область поздних времен с ростом его начальной оптической толщины.
4. Прослежена динамика изменения частотного контура линии свечения.
5. Численные данные указывают на сильную анизотропию свечения в линии, которая динамично изменяется в процессе ионизации, и на качественное согласие динамики изменения ее интенсивности с имеющимися экспериментальными данными.

1. Косарев Н. И., Шкедов И. М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. №11. С. 1172 – 1177.
2. Шапарев Н. Я., Шкедов И. М. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. №11. С. 1178 – 1185.
3. Rosenberg N. W., Vest G. T. // J. Phys. Chem. 1971. V. 75. №10. P. 1412 – 1418.
4. Ивченко И. С. и др. // Эволюция искусственных плазменных неоднородностей в экспериментах с кумулятивной инъекцией бария. М, 1983. 38 с. (Препринт / ИЗМИРАН, №6).
5. Spragna G. F. Jr., Leung C. M. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1987. V. 37. №6. P. 565 – 580.
6. Kunasz P., Auer L. H. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1988. V. 39. №1. P. 67 – 79.
7. Bernhard P. A. et al. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92. №A6. P. 5777 – 5794.
8. Hallian T. J. // J. Geophys. Res. 1988. V. 93. №A8. P. 8705 – 8712.
9. Прияткин С. Н., Ступицкий Е. А. // Космические исследования. 1992. Т. 30. №2. С. 253 – 261.
10. Drapatz S. W. // Planet. Spase. Sci. 1972. V. 20. P. 663 – 682.

Сибирская аэрокосмическая академия,
Красноярск

Поступила в редакцию
22 июня 1993 г.

N. I. Kosarev, I. M. Shkedov. **Propagation of Solar Radiation through an Artificial Barium Vapor Cloud.**

Numerical modelling of the ionization process and luminescence of a thick spherically symmetric barium cloud under sunlight irradiation is performed. Dynamics of the luminescence intensity of the atomic line of Ba at $\lambda=5535 \text{ \AA}$ and its radial distribution with respect to the visible by an observer disc is studied. Calculational results point to a strong anisotropy of the sunlight resonance scattering and to the qualitative agreement of the time dependence of the line intensity with the experimental data.